

Аэрооптические эффекты, обусловленные обтеканием оживального тела сверхзвуковым потоком воздуха

А.А. Сухарев*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 25.05.2018 г.

Построена оптическая модель ударной волны, образующейся при обтекании тела оживальной формы сверхзвуковым потоком воздуха. Средние значения параметров воздушного потока рассчитывались из уравнений Навье–Стокса с помощью пакета программ CFD Fluent 6.0 с учетом сжимаемости газа. Показано, что максимальные значения структурной характеристики на несколько порядков больше значений, характерных для невозмущенной ударной волной атмосферы. Представлены результаты численного моделирования распространения оптического пучка, прошедшего через ударную волну в начале трассы и распространяющегося затем в однородной среде. Показано, что увеличение скорости движения летательного аппарата приводит к росту поперечных размеров пучка за счет дифракции. Угловое отклонение оптического пучка от прямолинейного распространения за счет ударной волны зависит только от высоты над поверхностью Земли, на которой ударная волна образуется. С увеличением высоты влияние ударной волны на пересекающий ее в начале трассы оптический пучок уменьшается.

Ключевые слова: оживальное тело, средняя интенсивность, однородная среда; ogival body, mean intensity, homogeneous medium.

Введение

При распространении лазерного излучения с борта летательного аппарата (ЛА) требуется учет структуры воздушного течения и интенсивности развивающейся в нем турбулентности. При движении ЛА в турбулентной атмосфере в окружающем его пространстве образуются зоны с повышенными значениями плотности в сравнении с плотностью невозмущенного потока на высоте движения ЛА. В таких зонах флуктуации показателя преломления воздуха могут на несколько порядков превышать таковые в невозмущенной атмосфере. В связи с этим влияние областей повышенных значений плотности может быть существенно [1–8], несмотря на то что их пространственный размер мал по сравнению с протяженностью используемых на практике трасс. Это приводит к дополнительным искажениям оптического пучка, следствием чего становится ухудшение его информационных свойств, тем самым снижается эффективность лазерной системы, размещаемой на борту ЛА. Поэтому сейчас активно ищутся ответы на ряд вопросов, касающихся совместного воздействия атмосферной турбулентности и областей повышенных значений плотности, образующихся в окрестности движущегося ЛА, на лазерное излучение: строятся оптические модели среды, содержащей скачки плотности, ищутся способы определения зон повышенной турбулентности и т.п. [1–17].

В данной работе построена оптическая модель сверхзвукового двумерного воздушного потока, обтекающего оживальное тело. Представлены результаты расчета средней плотности и структурной характеристики показателя преломления воздуха в сверхзвуковом течении. Рассмотрена задача о прохождении оптического излучения через область повышенных значений плотности, образующуюся вследствие движения в турбулентной атмосфере ЛА со сверхзвуковой скоростью, в начале трассы при его дальнейшем распространении в однородной среде.

Оптическая модель сверхзвукового потока

Построение оптической модели сверхзвукового течения подразумевает определение тех его характеристик, которые описывают его воздействие на распространяющуюся оптическую волну. Таким образом, должны быть получены средние значения и дисперсии плотности газа и скорости его движения. Для определения средних значений параметров сверхзвукового потока воздуха используются системой осредненных уравнений Навье–Стокса [18].

Решение осуществлялось численно, с помощью пакета программ CFD Fluent 6.0, использовалась $k-\omega$ SST (Shear-Stress Transport) модель турбулентности [19]. Рассчитанные значения средней плотности и скорости использовались в транспортном уравнении для определения дисперсии флуктуаций плотности газа ρ^2 [20]:

* Артем Андреевич Сухарев (sukharev@iao.ru).

$$\begin{aligned} \operatorname{div}\left(\mathbf{u}\overline{\rho^2} - \frac{\nu_T}{\sigma_p}\operatorname{grad}\overline{\rho^2}\right) = \\ = 2\frac{\nu_T}{\sigma_p}(\operatorname{grad}\rho_0)^2 - \left(\operatorname{div}\mathbf{u} + C_D\frac{\varepsilon}{k}\right)\overline{\rho^2}, \end{aligned} \quad (1)$$

где конвективный перенос дисперсии плотности осуществляется со средней скоростью потока \mathbf{u} , в качестве коэффициента диффузии выступает турбулентная кинематическая вязкость ν_T , а стоящие в правой части источники показывают, что флуктуации плотности порождаются неоднородностью средней плотности и компонент скорости газа и процессы диссипации определяются диссипацией кинетической энергии турбулентных вихрей (ε/k); ρ_0 – средняя плотность воздуха; σ_p , σ_{pp} , C_D – постоянные величины.

Для оценки воздействия флуктуаций параметров сверхзвукового потока на распространение оптической волны необходимо знать распределение флуктуаций его параметров по пространственным частотам. Уравнение (1) не позволяет получить описание пространственных спектров. Основным инструментом для получения спектральных зависимостей являются теория размерностей и гипотезы об автомодельности и изотропности турбулентности [21] на масштабах, много меньших, чем характерные масштабы изменения средних параметров потока. В дозвуковом режиме можно выделить характерные масштабы скорости и размера вихря

$$u_0 = (\nu\varepsilon)^{1/4}, \quad l_0 = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4} \quad (2)$$

($\nu = \mu/\rho_0$ – кинематическая вязкость воздуха). Они соответствуют переходу от инерционного интервала $l > l_0$, в котором кинетическая энергия вихрей значительно превосходит ее потери, к вязкому интервалу $l < l_0$, где диссипация энергии вихря играет определяющую роль в его структуре и динамике [21]. При турбулентном числе Маха ($M_T = k^{1/2}/c$, где c – скорость звука) $M_T \ll 1$ в сверхзвуковых потоках также выделяются инерционный и вязкий интервалы, однако вследствие пространственной неоднородности средней плотности изменяются и характерные масштабы

$$u_0 = \rho^{-1/2}(\mu\varphi)^{1/4}, \quad l_0 = \rho_0^{-1/2}\left(\frac{\mu^3}{\varphi}\right)^{1/4}, \quad (3)$$

где φ – скорость диссипации турбулентной энергии на единицу объема [22]. Функциональная зависимость пространственного спектра флуктуаций турбулентной энергии $E(\kappa)$ в инерционном интервале не отличается от дозвукового режима:

$$E(\kappa) \sim \kappa^{-5/3}. \quad (4)$$

Имея в виду, что при $M_T \ll 1$ турбулентность в инерционном и вязком интервалах изотропна, а энергия турбулентного вихря определяется в основном его характерной скоростью V , можно полагать,

что и структурная функция флуктуаций скорости также подчиняется степенному закону Колмогорова $D_V(r) \sim r^{2/3}$. Если флуктуации плотности определяются главным образом пространственной неоднородностью скорости вихря, то и структурная функция плотности газа в инерционном интервале должна иметь тот же вид, что и в дозвуковом режиме:

$$D_\rho(r) = C_n^2 r^{2/3}, \quad C_n^2 = 1,91G^2 \frac{\rho^2}{\rho_0^2} L_0^{-2/3}. \quad (5)$$

Здесь L_0 – внешний масштаб турбулентности, который определялся из характерного масштаба изменения параметров, входящих в правую часть формулы (1), т.е. ответственных за изменение энергии турбулентных вихрей; $G = 0,000207$ – постоянная Гладстона–Дейла; ρ – плотность воздуха при нормальных условиях [1, 20].

Таким образом, результаты расчета средних значений параметров сверхзвукового потока с помощью пакетов программ Fluent, дополненные соотношениями (1) и (5), образуют оптическую модель сверхзвукового потока, содержащую те характеристики сверхзвукового потока, которые оказывают влияние на распространяющуюся в потоке оптическую волну. Оптическая модель сверхзвукового потока основана на предположении, что на скоростях до 10 М и меньше в турбулентную форму переходит относительно небольшая часть энергии потока, что позволяет считать характерные скорости турбулентного движения дозвуковыми, а распределение кинетической энергии турбулентности по компонентам скорости изотропным [22]. При этом эффекты, связанные со сжимаемостью газа, играют важную роль в расчете средних значений параметров сверхзвукового потока, но в турбулентной составляющей проявляются слабо. Поскольку турбулентные движения происходят на дозвуковых скоростях, считается, что спектральное распределение флуктуаций плотности соответствует степенной модели Колмогорова–Обухова. Данное предположение позволяет при решении задачи распространения лазерного излучения задавать сверхзвуковые потоки с помощью тонких фазовых экранов, моделируемых в соответствии с известными для турбулентной атмосферы спектрами флуктуаций показателя преломления.

Расчеты проводились в соответствии со схемой численного эксперимента, приведенной на рис. 1. Размеры ячеек расчетной сетки 0,01 м. Задаваемые во Fluent параметры воздушного потока соответствовали высотам 5 и 10 км и скорости набегающего воздушного потока 1 и 2М.

Пространственные распределения средней плотности и структурной характеристики показателя преломления воздуха вблизи оживального тела для высот 5 и 10 км показаны на рис. 2 и 3. При скорости $M = 1$ (рис. 2, а) скачок плотности наблюдается на некотором удалении от вершины (загущенного конца) справа, перед ним зона разряжения. Также виден фронт ударной волны слева от вершины оживального тела. С увеличением скорости (рис. 2, б) фронт ударной волны приближается к вершине

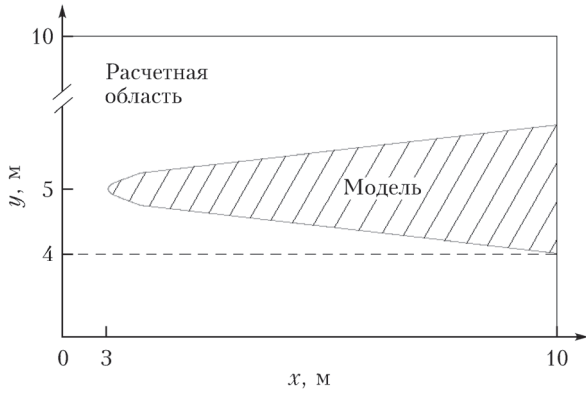


Рис. 1. Геометрия расчетной области для моделирования ударной волны

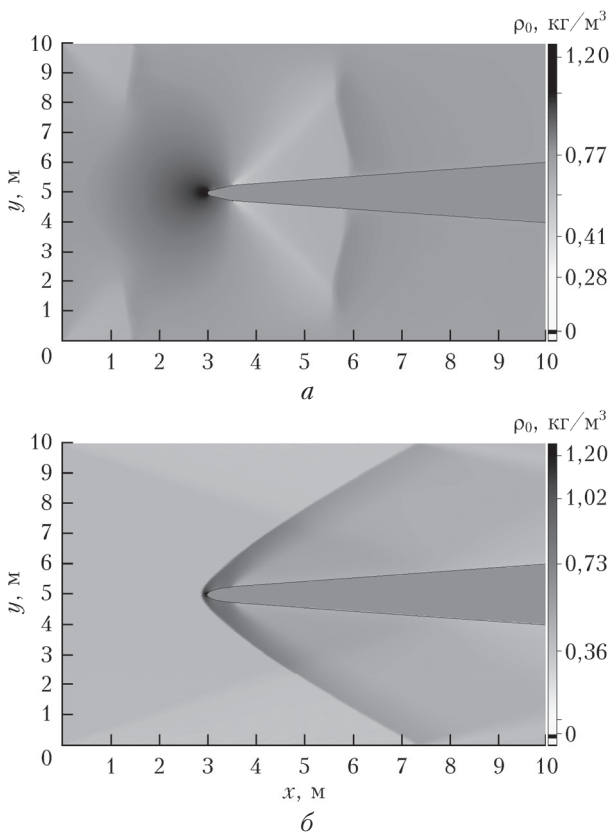


Рис. 2. Распределение средней плотности в сверхзвуковом воздушном потоке: $M = 1$, $H = 5$ км (а); $M = 2$, $H = 10$ км (б)

оживального тела. Из рисунка видно, что максимальные значения средней плотности достигаются у затупленного конца оживального тела. Аналогичным образом ведет себя структурная характеристика флуктуаций показателя преломления воздуха, максимальные значения достигаются у вершины оживального тела. С ростом скорости движения ЛА возрастает C_n^2 в области ударной волны.

Далее вычисленные значения средней плотности использовались для нахождения значений среднего показателя преломления, которые определялись по формуле [23]:

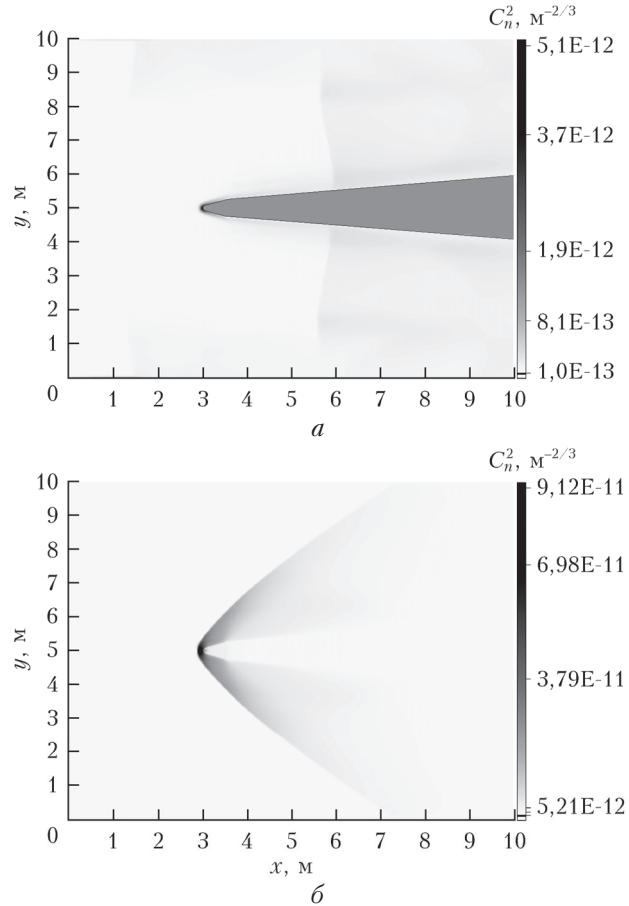


Рис. 3. Распределение структурной характеристики в сверхзвуковом воздушном потоке на высоте 5 км: $M = 1$ (а), $M = 2$ (б)

$$\bar{n}(\mathbf{r}) = \rho_0(\mathbf{r}) \cdot (2,227 \cdot 10^{-4} (1 + 7,53 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda^{-2})), \quad (6)$$

где $\rho_0(\mathbf{r})$ – пространственное распределение средней плотности в плоскости, перпендикулярной направлению распространения.

Моделирование регулярных фазовых экранов осуществлялось по формуле $\Psi_r(\mathbf{r}) = \Delta z \cdot k \cdot \bar{n}$, где $\Delta z = R_0 / (N_{scr} - 1)$ – толщина фазового экрана; R_0 – протяженность участка трассы от поверхности модели до границы области, возмущенной ударной волной, которая определялась по изменению плотности воздуха относительно невозмущенных значений более чем на 1%; N_{scr} – количество фазовых экранов.

Моделирование случайных фазовых экранов осуществлялось в соответствии с колмогоровским спектром флуктуаций показателя преломления $\Phi_\Psi(q_x, q_y) = 0,009693 \cdot k^2 \cdot \Delta z \cdot C_n^2 (q_x^2 + q_y^2)^{-11/6}$, где $\mathbf{q} = \{q_x, q_y\}$ – двумерный вектор пространственных частот. Значения структурной характеристики показателя преломления на каждом случайном фазовом экране задавались с использованием найденных значений C_n^2 для возмущенной области в окрестности оживального тела, формируемой ЛА на исследуемой высоте. Внешний масштаб L_0 для каждого экрана задавался границами расчетной сетки, поскольку масштабы изменения средней плотности в продольном

направлении соизмеримы с продольными размерами моделируемого потока. В поперечном направлении внешний масштаб турбулентности в пристеночных течениях L_K составляет десятки доли от поперечных размеров потока [24, 25], так что $L_K \ll L_0$. Для моделирования турбулентности в области, прилегающей к оживальному телу, мы задавали несколько случайных фазовых экранов, число которых оценивалось из геометрии потока и условия некоррелированности экранов в направлении распространения ($\Delta z > L_K$) [10].

Постановка задачи и начальные соотношения

Будем считать, что носовой обтекатель летательного аппарата имеет форму, представленную на рис. 1. Источник лазерного излучения располагается в носовом обтекателе у его вершины, имеющей оживальную форму. Предполагаем, что летательный аппарат движется на высоте H над поверхностью Земли со сверхзвуковой скоростью.

Решение задачи о распространении лазерного излучения осуществлялось численно на основе параболического уравнения для комплексной амплитуды поля распространяющейся волны $U(z, \mathbf{r})$ [26]:

$$2ik \frac{\partial U(z, \mathbf{r})}{\partial z} + \Delta U(z, \mathbf{r}) + k^2 n(z, \mathbf{r}) U(z, \mathbf{r}) = 0, \quad (7)$$

где предполагается, что распространение происходит вдоль оси z ; $\mathbf{r} = \{x, y\}$ — двумерный вектор, ортогональный направлению распространения; $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны излучения; $n(z, \mathbf{r}) = \bar{n}(z, \mathbf{r}) + n'(z, \mathbf{r})$ — отклонение показателя преломления воздуха от единицы, определяемое ударной волной, $\bar{n}(z, \mathbf{r})$ — среднее значение, $n'(z, \mathbf{r})$ — флуктуационная составляющая. Исследовался случай распространения коллимированного гауссова пучка $U_0(\mathbf{r}) = U_0 \exp\left\{-\frac{r^2}{2a^2}\right\}$ с начальным радиусом на выходной апертуре a .

Для численного решения уравнения (7) в области, прилегающей к вершине оживального тела, использовался метод расщепления по физическим факторам. Суть метода сводится к разбиению трассы распространения на слои, в каждом из которых искажения оптического излучения, обусловленные регулярным изменением и турбулентными флуктуациями показателя преломления воздуха, моделируются с помощью тонких фазовых экранов в начале каждого слоя, а между экранами учитывается лишь дифракция излучения [27].

В зоне, прилегающей к исследуемой модели оживального тела, моделирование фазовых экранов осуществлялось в соответствии с пространственным распределением среднего значения показателя преломления и структурной характеристики. Полученное в результате такого моделирования распределе-

ние комплексного поля лазерного излучения на начальном участке трассы принималось за начальное распределение при моделировании дальнейшего распространения в однородной среде.

Число случайных реализаций комплексной амплитуды поля лазерного пучка для расчета пространственного распределения средней интенсивности и дисперсии случайных блужданий пучка на начальном участке трассы выбиралось из условия попадания случайной величины X в интервал значений $\bar{X} + \Delta X$ с вероятностью 95%, где \bar{X} — среднее, а $\Delta X = \alpha \cdot \sigma_{\bar{X}}$ — доверительный интервал; $\alpha = 2$ для заданной доверительной вероятности $p = 0,95$;

$$\sigma_{\bar{X}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2}{n(n-1)}} - \text{среднеквадратическая погрешность оценки среднего; } n - \text{число реализаций.}$$

Доверительный интервал ΔX выбирался из условия, чтобы относительное среднеквадратическое отклонение оцениваемой характеристики A

$$\sigma_A = \sqrt{\frac{\langle A^2 \rangle}{\langle A \rangle^2}} - 1$$

не превышало 0,1.

Результаты численного моделирования

Расчеты средней интенсивности $\langle I(z, \mathbf{r}) \rangle = \langle U(z, \mathbf{r}) U^*(z, \mathbf{r}) \rangle$ проводились для гауссова пучка с начальным радиусом на выходной апертуре $a = 5$ и 10 см, длина волны излучения задавалась равной 1,06 мкм, высота ЛА над поверхностью Земли полагалась равной 5 и 10 км. Распространение пучка осуществлялось вперед по ходу движения ЛА, а также под углом 30° вверх и вниз, скорость набегающего потока полагалась равной 1 и 2М.

Были рассчитаны следующие характеристики оптического пучка: эффективный радиус пучка a_{eff} , определяемый как расстояние в поперечной плоскости, где средняя интенсивность $\langle I(z, \mathbf{r}) \rangle$ убывает до уровня $\exp(-1)$ от своего максимума; регулярное смещение $\sigma_r = |\rho_r|$ и дисперсия случайных смещений энергетического центра тяжести пучка $\sigma_c^2 = \langle (x_c^2 + y_c^2) \rangle$, где $\{x_c, y_c\}$ — координаты случайного вектора энергетического центра тяжести пучка ρ_c ; $\rho_r = \{x_r, y_r\}$ — радиус-вектор, определяющий регулярное смещение пучка относительно прямолинейного распространения. Векторы ρ_c и ρ_r задаются соотношениями

$$\rho_r(x_r, y_r) = \frac{\int \mathbf{r} \langle I(\mathbf{r}) \rangle d\mathbf{r}}{\int \langle I(\mathbf{r}) \rangle d\mathbf{r}},$$

$$\rho_c(x_c, y_c) = \frac{\int (\mathbf{r} - \rho_r) I(\mathbf{r} - \rho_r) d\mathbf{r}}{\int I(\mathbf{r} - \rho_r) d\mathbf{r}}. \quad (8)$$

На рис. 4 представлены результаты расчета изменения эффективного радиуса оптического пучка по мере распространения. Расчеты проводились для пучков с начальным радиусом 5 и 10 см.

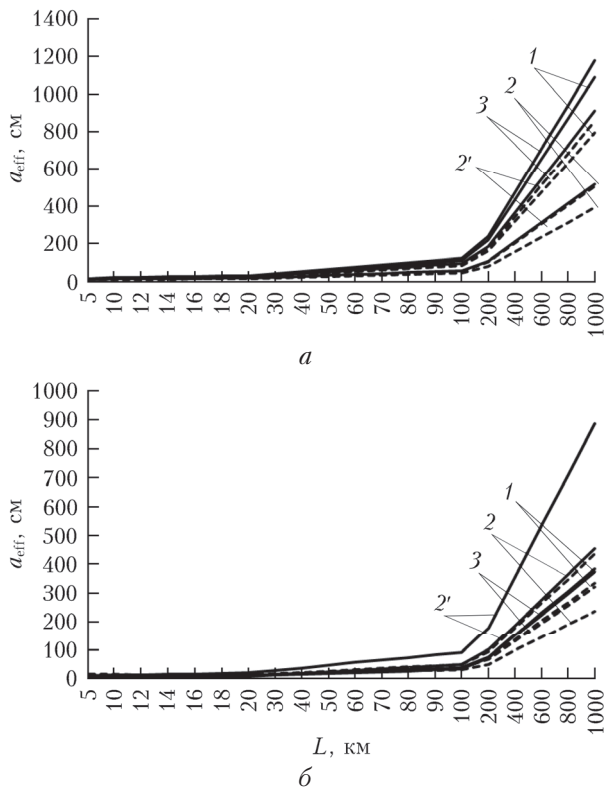


Рис. 4. Зависимость a_{eff} от L : $a = 5$ (а) и 10 см (б); 1, 2, 3 – распространение вверх, прямо, вниз при $M = 1$; 2' – распространение прямо при $M = 2$; $H = 5$ км (сплошные кривые), $H = 20$ км (пунктирные кривые)

Из рис. 4 следует, что наблюдается ожидаемое увеличение размеров пучка за счет дифракции на регулярных неоднородностях и турбулентных флуктуациях показателя преломления воздуха в области ударной волны. Чем меньше начальный радиус пучка, тем больше его расходимость. С увеличением высоты трассы над поверхностью Земли отклонение показателя преломления от единицы уменьшается, соответственно уменьшаются максимальные значения a_{eff} вдоль трассы распространения. Рост скорости движения ЛА приводит к росту показателя преломления в области ударной волны, что влечет существенный рост a_{eff} (кривые 2 и 2').

На рис. 5 приведены данные, иллюстрирующие, как изменяется максимальное значение средней интенсивности в поперечном сечении пучка $\langle I_{\text{max}}(z, \mathbf{r}) \rangle$ вдоль однородной трассы распространения. Все значения интенсивности на рис. 4 нормированы на максимальное значение интенсивности I_0 на расстоянии z в отсутствие ударной волны.

Из рис. 5 следует, что значение $\langle I_{\text{max}}(z, \mathbf{r}) \rangle$ уменьшается по мере распространения пучка вдоль однородной трассы тем быстрее, чем меньше начальный радиус пучка на выходной апертуре и чем меньше

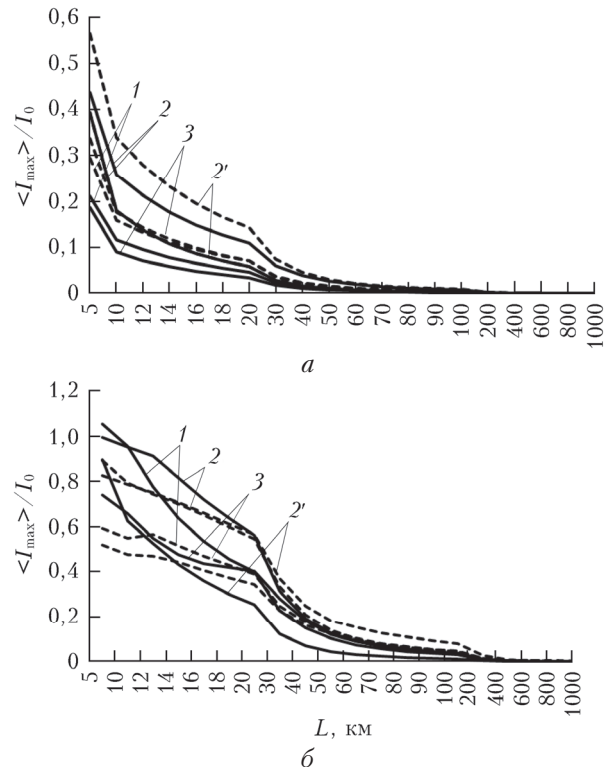


Рис. 5. Зависимость $\langle I_{\text{max}} \rangle / I_0$ от L : $a = 5$ (а) и 10 см (б); 1, 2, 3 – распространение вверх, прямо, вниз при $M = 1$; 2' – распространение прямо при $M = 2$; $H = 5$ км (сплошные кривые), $H = 20$ км (пунктирные кривые)

высота H над поверхностью Земли. С увеличением скорости движения ЛА кардинальным образом ничего не меняется.

Были выполнены расчеты величины регулярно смещения энергетического центра тяжести пучка и среднеквадратического отклонения случайных смещений пучка, прошедшего через ударную волну. Результаты показали, что среднеквадратическое отклонение случайных смещений энергетического центра тяжести пучка σ_c в несколько раз меньше регулярного. Аналогичный вывод справедлив и для углового среднеквадратического отклонения $\alpha_c = \sigma_c / L$ по сравнению с регулярным угловым отклонением. Таким образом, случайные отклонения от прямолинейного распространения пучка, прошедшего через ударную волну, незначительны в сравнении с его регулярным смещением. С увеличением высоты над поверхностью Земли как регулярные, так и случайные смещения пучка уменьшаются.

Заключение

Построена оптическая модель ударной волны, возникающей при движении объекта оживальной формы в атмосфере со сверхзвуковой скоростью. Представлены результаты расчетов средних характеристик течения и турбулентных параметров. Показано, что максимальные значения структурной характеристики флуктуаций показателя преломления на несколько порядков превосходят значения C_n^2 , характерные для невозмущенной ударной волной

атмосферы. Проведено моделирование распространения лазерного пучка через ударную волну, возникающую при сверхзвуковом обтекании оживального тела. Показано, что наблюдается ожидаемое увеличение размеров пучка за счет дифракции на регулярных неоднородностях и турбулентных флуктуациях показателя преломления воздуха в области ударной волны. Увеличение скорости движения ЛА приводит к росту поперечных размеров пучка за счет дифракции.

Угловое отклонение оптического пучка от прямолинейного распространения за счет ударной волны зависит только от высоты над поверхностью Земли, на которой ударная волна образуется. С увеличением высоты влияние ударной волны на пересекающий ее в начале трассы оптический пучок уменьшается.

Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта президента РФ МК-1366.2017.8.

1. *Банах В.А., Сухарев А.А., Фалиц А.В.* Дифракция оптического пучка на ударной волне, возникающей вблизи сверхзвукового летательного аппарата // *Оптика атмосф. и океана*. 2013. Т. 26, № 11. С. 932–941.
2. *Сухарев А.А., Фалиц А.В.* Фокусировка и отклонение от прямолинейного распространения лазерного пучка вследствие прохождения ударной волны при дальнейшем распространении в однородной среде // *Изв. вузов. Физика*. 2013. № 8/3. С. 350–352.
3. *Banakh V.A., Sukharev A.A., Falits A.V.* Optical beam distortions induced by a shock wave // *Appl. Opt.* 2015. V. 54, iss. 8. P. 2023–2031.
4. *Банах В.А., Сухарев А.А., Фалиц А.В.* Проявление аэрооптических эффектов в турбулентной атмосфере при сверхзвуковом движении конусообразного тела // *Оптика атмосф. и океана*. 2014. Т. 27, № 8. С. 679–688; *Banakh V.A., Sukharev A.A., Falits A.V.* Manifestation of Aero-Optical Effects in a Turbulent Atmosphere in Supersonic Motion of a Conical Body // *Atmos. Ocean. Opt.* 2015. V. 28, N 1. P. 24–33.
5. *Сухарев А.А., Фалиц А.В.* Распределение средней интенсивности и направления распространения оптических пучков при прохождении ударной волны, формируемой движущимся в атмосфере со сверхзвуковой скоростью летательным аппаратом // *Изв. вузов. Физика*. 2012. № 8/2. С. 198–200.
6. *Сухарев А.А., Фалиц А.В.* Определение границ преобладающего влияния ударной волны на оптический пучок, распространяющийся в турбулентной атмосфере // *Изв. вузов. Физика*. 2013. № 8/3. С. 353–355.
7. *Банах В.А., Сухарев А.А.* Искажения лазерных пучков, вызываемые ударной волной вблизи турели сверхзвукового летательного аппарата // *Оптика атмосф. и океана*. 2016. Т. 29, № 1. С. 14–22; *Banakh V.A., Sukharev A.A.* Laser beam distortions caused by a shock wave near the turret of a supersonic aircraft // *Atmos. Ocean. Opt.* 2016. V. 29, N 3. P. 225–233.
8. *Банах В.А., Сухарев А.А.* Вклад атмосферной турбулентности в искажения лазерных пучков, вызываемые

ударной волной, формирующейся при сверхзвуковом обтекании турели // *Оптика атмосф. и океана*. 2016. Т. 29, № 4. С. 257–262.

9. *Frumker E., Pade O.* Generic method for aero-optic evaluations // *Appl. Opt.* 2004. V. 43, N 16. P. 3224–3228.
10. *Pade O.* Propagation through Shear Layers // *Proc. SPIE*. 2006. V. 6364. P. 63640E.
11. *Волков К.Н., Емельянов В.Н.* Аэрооптические эффекты в турбулентном потоке и их моделирование // *Журн. техн. физ.* 2008. Т. 78, вып. 2. С. 77–82.
12. *Henriksson M., Sjöqvist L., Fureby C.* Numerical laser beam propagation using large eddy simulation of a jet engine flow field // *Opt. Eng.* V. 54, iss. 8. DOI: 10.1117/1.OE.54.8.085101.
13. *Henriksson M., Eisele Ch., Seiffer D., Sjöqvist L., Tognana F., Velluet M.-Th.* Airborne platform effects on lasers and warning sensors // *Proc. SPIE*. 2017. V. 10435. DOI: 10.1117/12.2277311.
14. *Bo L., Hong L.* Aero-Optical Characteristics of Supersonic Flow over Blunt Wedge with Cavity Window // *J. Shanghai Jiaotong Univ.* 2011. V. 16(6). P. 742–749.
15. *Xu L., Cai Y.* Influence of altitude on aero-optic imaging deviation // *Appl. Opt.* 2011. V. 50, N 18. P. 2949–2957.
16. *Wang M., Mani A., Gordeev S.* Physics and Computation of Aero-Optics // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2012. V. 44. P. 299–321.
17. *Gao Q., Yi S.H., Jiang Z.F., He L., Zhao Y.X.* Hierarchical structure of the optical path length of the supersonic turbulent boundary layer // *Opt. Express*. 2012. V. 20. P. 16494–16503.
18. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. М.: Наука, 1965. Ч. 1. 641 с.
19. *Wilcox D.C.* Turbulence modeling for CFD. La Canada, California: DCW Industries, Inc., 2006. 522 p.
20. *Банах В.А., Маракасов Д.А., Сухарев А.А.* Восстановление структурной характеристики показателя преломления и средней плотности воздуха в ударной волне, возникающей при сверхзвуковом обтекании препятствий, из оптических измерений // *Оптика и спектроскопия*. 2011. Т. 111, № 6. С. 1032–1037.
21. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. М.: Наука, 1967. Ч. 2. 720 с.
22. *Smits A.J., Dussauge J.-P.* Turbulent shear layers in supersonic flow. New York: AIP Press, 1996. 357 p.
23. *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 280 с.
24. *Wang K., Wang M.* Aero-optics of subsonic turbulent boundary layers // *J. Fluid Mech.* 696. 2012. P. 122–151.
25. *Gao Q., Yi S.H., Jiang Z.F., He L., Wang Xi* Structure of the refractive index distribution of the supersonic turbulent boundary layer // *Opt. Lasers Engin.* 2013. V. 51, iss. 9. P. 1113–1119.
26. *Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В.* Оптика турбулентной атмосферы. Современные проблемы атмосферной оптики. Л.: Гидрометеониздат, 1988. Т. 5. 270 с.
27. *Кандидов В.П.* Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // *Успехи физ. наук*. 1996. Т. 166, № 12. С. 1309–1338.

A.A. Sukharev. Aero-optical effects caused by supersonic airflow around an ogival body.

An optical model of a shock wave formed due to supersonic airflow around a body of an ogival form is developed. Mean values of airflow parameters were calculated from the Navier–Stokes equations using the CFD Fluent 6.0 software package, taking into account the compressibility of the gas. It is shown that the maximum values of the structural characteristic are several orders of magnitude larger than the values typical for the unperturbed shock wave of the atmosphere. Results of calculation of the mean intensity and deviation from the rectilinear direction of propagation of the optical beam crossing a shock wave at the beginning of a path in a homogeneous medium are presented. It is shown that an increase in the aircraft speed leads to an increase in the transverse dimensions of the beam due to diffraction. Magnitude of angular displacements of a beam crossing the shock wave depends only on the altitude above the Earth's surface at which the shock wave is formed. The impact of shock wave on the crossing beam decreases as the altitude increases.